VISIT…

LANZAROTE Caliente.COM

REVERSIBILITY AND ARROW OF TIME: BETWEEN ORDER AND CHAOS
Part I. Phenomenology of irreversibility

L. I. MANEVITCH

Coexistence of reversibility of the fundamental physical equations with unidirected arrow of time remains one of the most impressive puzzles of the science and philosophy during last 150 years. In the article different aspects of the problem concerning the phenomenology of irreversibility are briefly discussed.

Сосуществование обратимости фундаментальных уравнений физики с однонаправленной стрелой времени вот уже 150 лет остается одной из наиболее интригующих загадок естествознания и философии. В статье кратко обсуждаются различные стороны проблемы и подводятся некоторые итоги пройденного пути в той его части, которая относится к феноменологии необратимости.

© Маневич Л.И., 1997

ОБРАТИМОСТЬ И СТРЕЛА ВРЕМЕНИ: МЕЖДУ ПОРЯДКОМ И ХАОСОМ
Часть I. Феноменология необратимости

Л. И. МАНЕВИЧ
Московский физико-технический институт, Долгопрудный Московской обл.

ПРЕДСКАЗУЕМОСТЬ И ОБРАТИМОСТЬ В ДИНАМИКЕ

Хорошо известно, что возникновение математической физики в широком смысле слова (то есть как математического аппарата физической теории) было непосредственно связано с идеей о существовании локальных законов природы. Речь идет о взаимосвязях между физическими величинами, формулируемыми на языке дифференциальных уравнений. Решение этих уравнений с учетом заданных начальных, а при наличии границ и граничных условий однозначно определяет дальнейшую эволюцию рассматриваемой системы. Принципиальная возможность полной предсказуемости – основное в концепции детерминизма, наиболее отчетливо провозглашенной П.С. Лапласом.

Исторически первой областью физики, в которой такая программа оказалась успешной, была небесная механика. Ее локальные законы – уравнения движения Ньютона для гравитационно взаимодействующих масс – остаются инвариантными (неизменными) при формальном изменении хода времени на противоположный. Из отсутствия указания на стрелу времени в уравнениях движения следует обратимость их решений, то есть возможность получить начальное состояние из конечного. Детерминистическое, обратимое во времени описание стало идеалом научного познания в классической физике. С ним отождествляются традиционные представления о регулярности и порядке [1–3]. Утверждение в правах ньютоновского подхода, ставшее возможным во многом благодаря тому, что первой физической лабораторией оказалась Солнечная система, побуждало перенести его на земные проблемы. Этому в огромной степени способствовала универсальность всемирного тяготения, проявляющегося на Земле как сила тяжести. Во многих случаях непосредственный контакт между взаимодействующими телами отсутствует (полет брошенного тела) или динамические процессы в рассматриваемой системе, обусловленные силой тяжести, можно считать бесконечно медленными (статическое

приближение). Тогда характерное для небесной механики консервативное, то есть предполагающее сохранение механической энергии, описание остается справедливым. Примером является элементарная теория механических машин, подобных блокам и рычагам.

В середине XVIII века идея локальных законов была впервые обобщена на сплошную среду, которую уже нельзя описать конечным набором координат и скоростей. Так появилась гидродинамика идеальной жидкости, где законы движения формулируются на языке обратимых дифференциальных уравнений с частными производными. Аналогичная ситуация сложилась в оптике, затем в электродинамике, но роль гравитации здесь играло другое фундаментальное взаимодействие — электромагнитное, а роль сплошной среды предназначалась эфиру. Теория относительности радикально изменила существовавшие взгляды на пространство и время, сохранив при этом основные черты классического идеала. Квантовая механика привела к новым представлениям о состоянии системы и процессе измерения, но эволюция этого состояния также подчиняется детерминистическому, обратимому во времени уравнению Шрёдингера.

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ В ДИНАМИКЕ: СИЛЫ ТРЕНИЯ И УПРУГОСТИ

С начала развития теоретической физики было ясно, что обратимые уравнения динамики не исчерпывают того математического аппарата, который необходим для истолкования экспериментально наблюдаемых фактов. Так, наряду с гравитацией пришлось ввести силы трения, без которых маятник, однажды возбужденный, колебался бы вечно, а тело на наклонной плоскости никогда не могло бы находиться в покое. Эти силы (вязкое трение, сухое трение), как теперь ясно, имеют электромагнитную природу, но выразить их через фундаментальное взаимодействие и сегодня чрезвычайно трудно. Неудивительно поэтому, что трение вводилось феноменологически, то есть как непосредственное следствие экспериментальных данных, полученных на рассматриваемом уровне описания. В этом разительное отличие от небесной механики, где гравитационное взаимодействие имеет тот же вид, который оно имело бы для системы микроскопических частиц, — следствие фундаментальности закона всемирного тяготения.

Силы трения приводят к рассеянию механической энергии и необратимости уравнений движения. Следовательно, появляется стрела времени, хотя детерминизм, то есть предсказуемость, при этом сохраняется. Другие силы, также вводимые феноменологически и имеющие электромагнитное происхождение, например силы упругости в твердых телах, жидкостях и газах, являются в хорошем приближении консервативными (подобно гравитационному притяжению) и сами по себе не приводят ни к рассеянию механической энергии, ни к необратимости.

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ: МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ОБРАТИМОСТЬ

Учет сил трения в перечисленных и аналогичных им проблемах при их принципиальном отличии от гравитации означал лишь некоторую поправку, хотя иногда и весьма существенную, к консервативному приближению. Последнее при этом остается разумным предельным случаем, и характер научного мышления не претерпевает каких-либо радикальных изменений. Напротив, давно известные тепловые явления представали областью, совершенно от механических явлений обособленной. Неудивительны первоначальные попытки (и притом успешные) сохранить хотя бы отдаленную связь с механикой сплошной среды, представляя теплоту как весьма специфическую непрерывную и невесомую субстанцию — теплород, а температуру — как некоторый аналог давления в сплошной среде. Предписанным этой субстанции стремлением к равномерному распределению и объяснялось ее перетекание от нагретого тела, в котором, как предполагалось, концентрация теплорода выше, к менее нагретому (подобно тому как жидкость перетекает в область пониженного давления). Расширение же тел при нагревании объяснялось поглощением теплорода.

Неспособность объяснить непрерывное образование тепла при трении тел друг о друга привела в конечном счете к отказу от этой теории [4], однако все ее реальные достижения сохраняют силу и, более того, многократно перекрываются, если наряду с потенциальной и кинетической энергиями (точнее, их частью, зависящей от скорости и положения системы как целого), вводится не вытекающее из макроскопической механики представление о внутренней энергии сплошной среды (в простейшем случае идеального газа зависящей только от температуры). При этом теплота рассматривается как особого рода энергия, которая, как и механическая, может передаваться одним телом другому. К тому же теплота и оказывается тем "резервуаром", который впитывает рассеянную механическую энергию, обеспечивая справедливость первого закона термодинамики в термомеханической системе.

Подобно тому как механическое равновесие в однородно деформируемой сплошной среде реализуется при равенстве давлений (степени напряженности) во всех ее точках, тепловое равновесие требует равенства температур (степени нагретости). Поскольку в этом смысле температура играет роль давления, то естественным образом возникает необходимость еще в одной термодинамической характеристике, которая соответствовала бы по своей роли объему (обратной плотности) в механике.

Именно такой внутренней количественной характеристикой состояния объема сплошной среды является энтропия. Если в механических системах равновесные процессы могут протекать, строго говоря, лишь при бесконечно медленном изменении (или постоянстве) давления и объема, то обратимое протекание термомеханических процессов требует также бесконечно медленного изменения (или постоянства) температуры и энтропии. Такие обратимые процессы и реализуются в идеализированных тепловых или, точнее, термомеханических машинах, каковым соответствует, например, цикл Карно. Таким образом, в равновесных термомеханических системах удается "спасти" закон сохранения энергии и обратимость при равновесных процессах только благодаря введению бесконечно медленно изменяющихся немеханических величин: тепловой энергии, энтропии и температуры. При этом в изолированной системе энтропия сохраняется, то есть во втором законе термодинамики остается лишь знак равенства.

Обратимая (равновесная) термодинамика кардинально отличается от обратимой механики в том отношении, что ее соотношения не предполагают какой-либо конкретной модели взаимодействия и, следовательно, являются универсальными, то есть применимыми к макроскопическим системам различной природы. Именно поэтому после открытия С. Карно и Р. Клаузиусом феноменологических законов равновесной термодинамики [4] термодинамический аспект во все большей степени выходит на первый план в физике.

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ НЕОБРАТИМОСТИ В ТЕРМОДИНАМИКЕ: ВНЕШНЯЯ МОТИВАЦИЯ

Зависящие от времени неравновесные тепловые явления – аналог динамических процессов в механике – стали объектом теоретической физики практически одновременно с равновесными, в рамках той же концепции теплорода. Гипотеза о сохранении количества теплорода (на современном языке – тепловой энергии) позволила французскому математику и физику Ж. Фурье вывести уравнение теплопроводности, которое в отличие от уравнений консервативной динамики является необратимым во времени. При отсутствии механической компоненты единственной движущей силой процесса является градиент температуры. Необратимость выступает здесь в чистом виде, а не как "исправление" обратимого приближения (как было, например, в случае колеблющегося в воздушной среде маятника), предсказуемость же полностью сохраняется.

В необратимых процессах должен вступить в силу знак неравенства во втором законе термодинамики: изолированная система может эволюционировать только в сторону увеличения энтропии. Однако использование понятий "температура" и "энтропия" в неравновесной термодинамике наталкивается на принципиальную трудность: они определяются и теоретически и экспериментально именно в равновесном случае. При интерпретации второго закона термодинамики можно, конечно, считать, что речь идет об энтропии начального и конечного равновесных состояний. Но как быть с уравнением теплопроводности, в котором температура рассматривается как непрерывно изменяющаяся во времени и пространстве величина? Разъясняет ситуацию постепенно сформировавшаяся концепция локального равновесия. В рамках этой концепции вводятся конечные пространственные объемы и временные интервалы, существенно меньшие соответствующих характерных макроскопических масштабов самого процесса и рассматриваемые поэтому как "бесконечно малые" при выводе уравнения теплопроводности. В пределах каждого такого элемента сплошной среды температуру и энтропию можно считать постоянными на выбранном бесконечно малом временном интервале и, следовательно, использовать их равновесное определение. При этом, естественно, они могут изменяться от точки к точке и от одного момента времени к другому.

Понятие локального равновесия стало фундаментом всей неравновесной термодинамики, включая теории диффузии, вязкого течения жидкости и химических процессов. Основанные на этом понятии и законах сохранения энергии, массы и импульса термомеханические уравнения, описывающие системы, близкие к состоянию равновесия, принципиально отличны от обратимых уравнений небесной механики, гидродинамики идеальной жидкости, электродинамики, теории относительности и квантовой механики. Они содержат стрелу времени, и это никак нельзя исправить, если мы хотим остаться в согласии с экспериментальными фактами.

Гипотеза об атомно-молекулярной структуре сплошных сред и связанная с ней кинетическая модель тепловых явлений предельно обострили конфликт между динамическим и термодинамическим подходами. Каким образом необратимые уравнения термодинамики могут вытекать из обратимых (на атомно-молекулярном уровне) динамических уравнений? Попытки ответить на этот вопрос начались более ста лет назад со знаменитых работ Л. Больцмана и продолжаются по сей день. Точка здесь еще не поставлена. Но уже можно увидеть контуры будущего ответа, причем столь неожиданные, что они заслуживают самого заинтересованного внимания.

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ НЕОБРАТИМОСТИ: ВНУТРЕННЯЯ МОТИВАЦИЯ

Мы подробно остановились на том, как внешние причины, то есть поиск согласия с экспериментальными фактами, привели к необходимости необратимого описания термомеханических явлений. Оказывается, однако, что необратимость диктуется

и чисто внутренними причинами, то есть с неизбежностью проявляется как бы изнутри обратимого описания сплошной среды. Примером может служить континуальная модель сжимаемой жидкости (газа), в которой давление P (упругая сила на единицу площади) есть нелинейная функция плотности $\rho = 1/V$, где V – объем единицы массы. Поскольку внутренняя энергия, которая при чисто механическом описании совпадает с потенциальной энергией, $E(V) = -\int P dV$, то уравнение состояния, то есть связь между P и V, имеет вид

$$P(V) = -\frac{dE(V)}{dV}.$$

Тогда ньютоновские уравнения движения для бесконечно малого объема жидкости представляют собой систему нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными по трем пространственным координатам и времени, которые описывают перенос массы и импульса. Что касается механической энергии, то ее сохранение должно быть следствием этих уравнений.

Предположим, что в такой нелинейной среде создано некоторое начальное возмущение, которое затем распространяется в соответствии с законами движения. Из-за нелинейной зависимости давления от плотности скорость точки среды зависит от интенсивности возмущения в этой точке. Тогда возмущения в точках с большей его интенсивностью могут "обгонять" возмущения в менее возбужденных точках. В результате в одной и той же точке пространства среда должна иметь разные значения всех ее механических характеристик, возникает неоднозначность динамического описания, то есть нарушается детерминизм. Чтобы восстановить однозначность, обычно допускают существование разрывных фронтов, заменяющих области многозначности. При переходе через такой фронт должны, очевидно, выполняться законы сохранения массы и импульса (вместо дифференциальных уравнений движения и переноса массы, справедливых в областях, где возмущение непрерывно). Однако из этих алгебраических соотношений уже нельзя вывести закон сохранения энергии, следовательно, чисто механическое описание становится недостаточным. Для преодоления этой трудности нужно выйти за его рамки, предположив, что помимо обратной плотности внутренняя энергия зависит также от некоторой немеханической величины, которая сохраняет свое значение в области, где решение непрерывно, но изменяется скачком на фронте. Ее естественно отождествить с энтропией S. Пока нет разрывов, внутренняя энергия изменяется только за счет изменения обратной плотности. Давление P по-прежнему равно производной $-\partial E(V;\ S)/\partial V$. Производная же внутренней энергии по переменной S, то есть $\partial E(V;\ S)/\partial S$, определяет вторую немеханическую величину, которую по аналогии с давлением можно назвать немеханическим силовым фактором и отождествить с температурой T. Тогда приращение внутренней энергии при бесконечно малых изменениях объема и энтропии представляет собой сумму механической и немеханической (энтропийной) составляющих:

$$dE = -PdV + TdS.$$

В той области сплошной среды, где возмущение непрерывно, приращение внутренней энергии равно приращению потенциальной, соответствующее приращение энтропии $dS = 0$. Однако возмущение может быть и разрывным. Это вполне реальный случай, квалифицируемый обычно как ударная волна. При переходе через фронт (линию разрыва) энтропия может изменяться скачком, положительным либо отрицательным в зависимости от того, оказывается ли рассматриваемый бесконечно малый объем при прохождении разрыва в более сжатом или более разреженном состоянии. Расчет показывает, что только прохождение ударной волны сжатия (давление и плотность сплошной среды за фронтом возрастают) приводит к возрастанию энтропии ($\Delta S > 0$) и, значит, только этот случай совместим со вторым законом термодинамики. Потеря механической энергии при прохождении фронта компенсируется возрастанием немеханической ее части: приращение $T\Delta S > 0$ (за температуру на фронте естественно принять среднее арифметическое температур слева и справа от фронта $(T_1 + T_2)/2$).

В отличие от равновесного случая мы приходим к неравенству во втором законе термодинамики. Возрастание энтропии, а следовательно, и необратимость здесь неустранимы.

Таким образом, механика континуума вынуждает нас выйти за ее пределы и приводит естественным путем к введению немеханических величин, известных из термодинамики. При этом сохраняется детерминизм и нарушается обратимость.

Наличие немеханической компоненты внутренней энергии означает (с позиций кинетической гипотезы), что помимо механического движения, замечаемого, например, по прохождению фронта, существует микроскопическое движение с нулевыми средними значениями смещений, которое мы называем тепловым движением. Более точный его учет должен сгладить фронтальную область и выявить ее истинный пространственный масштаб. Феноменологически этого можно добиться учетом вязких сил и тепловой энергии. Эта процедура аналогична тому, как теоретическое описание колебаний маятника введением сил трения согласовывается с экспериментально наблюдаемым фактом их затухания.

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ВБЛИЗИ И ВДАЛИ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Вплоть до 30-х годов нашего века теплопроводность, диффузия и вязкое течение оставались главными примерами применения неравновесной термодинамики. Все они относились к процессам, протекающим вблизи термодинамического равновесия. Свыше полувека назад норвежский физик Л. Онсагер показал, что, так же как и в равновесном случае, в линейной неравновесной термодинамике (рассматриваемая система находится вблизи равновесия) должны существовать некоторые общие закономерности. Это позволило резко расширить класс изучаемых неравновесных процессов, включая, например, одновременное протекание теплопроводности, диффузии и вязкого течения. Уже после второй мировой войны бельгийский физик И. Пригожин установил, что при таких близких к равновесию процессах имеет место соотношение, обобщающее условия максимума энтропии при термодинамическом равновесии изолированной системы.

Все те необратимые процессы, которые мы упоминали до сих пор, отличались деструктивным характером. Если в какой-то области сплошной среды наблюдается флуктуация, то такие процессы приводят с неизбежностью к ее рассасыванию и возвращению к термодинамическому равновесию. Иначе говоря, любой порядок уничтожается. Отсюда и возникла в конце прошлого века гипотеза о тепловой смерти Вселенной. Одним из фундаментальных открытий необратимой термодинамики за последние полвека стало обнаружение конструктивной роли необратимости. Здесь имеется в виду, что с возрастанием времени вместо рассасывания флуктуаций могут происходить противоположные процессы и в результате могут возникать упорядоченные структуры. Выявление возможности упорядочения при необратимых процессах тесно связано с анализом неустойчивости термодинамического равновесия, которое наступает при определенных условиях. Малые флуктуации, которые в устойчивом случае неизбежно рассасываются, теперь приобретают тенденцию к усилению. И мы уже не можем использовать линейные уравнения, подобные классическим уравнениям теплопроводности и диффузии (предпосылкой их применения является малость отклонений от равновесия). Следовательно, мы переходим в область нелинейной неравновесной термодинамики, уравнения которой при таких условиях принципиально нельзя линеаризовать. Привычная для устойчивого случая картина перехода к бесструктурному (с макроскопической точки зрения) состоянию теперь уже не реализуется. Вместо этого мы можем наблюдать самые разнообразные пространственно-временные структуры [5].

Только в последние десятилетия были предприняты многочисленные попытки построить общие уравнения неравновесной термодинамики и в том случае, когда отклонения от равновесия перестают быть малыми. Мы приведем здесь один, может быть наиболее простой, пример, когда необратимый процесс ведет к образованию новой равновесной структуры, в то время как исходная среда была на макроскопическом уровне бесструктурной, однородной.

Рассмотрим вначале ситуацию, типичную для необратимого диффузионного процесса вблизи равновесия, чтобы увидеть предпосылки перехода к нелинейной термодинамике. В однородной смеси двух веществ обе компоненты смешаны на молекулярном уровне и уравнения диффузии описывают не только направленные потоки компонент смеси, но и, например, рассасывание любых флуктуаций концентрации какой-либо из компонент относительно ее средней ее величины. Эволюция произвольной флуктуации может выглядеть сложно, хотя результат ее предопределен. Существуют, однако, элементарные флуктуации, которые не изменяют своей пространственной формы, так что необратимый процесс сводится просто к затуханию амплитуд. Более того, произвольная флуктуация может быть представлена в виде разложения по элементарным, каждая из которых имеет характерный пространственный масштаб и время затухания. Вся эта картина деструктивной необратимости замечательно описывается обычным диффузионным уравнением, в точности совпадающим по форме с уравнением теплопроводности (только вместо температуры неизвестной величиной оказывается концентрация одной из компонент смеси).

Представим себе теперь ситуацию, которая возникает во многих случаях, когда температура смеси резко понижается. Простейший способ учесть влияние изменения температуры – принять во внимание температурную зависимость коэффициента диффузии, приводящую при некоторых условиях к изменению его знака [5]. В этом случае флуктуации концентрации рассматриваемой компоненты будут не затухать, а усиливаться. В результате однородное состояние смеси становится неустойчивым и реализуется тенденция к фазовому расслоению, то есть разбиению сплошной среды на области с преимущественным содержанием одной или другой компоненты. В рамках равновесной термодинамики можно вычислить концентрации, соответствующие конечной стадии процесса, и найти соотношение объемов, занятых обеими фазами, но не более того.

Мы имеем здесь дело с переходом от неустойчивого однородного равновесного состояния к далекому от него по структуре новому равновесному состоянию. Классическое уравнение диффузии перестает быть адекватным способом описания в применении к такому процессу, ибо в соответствии с его решением наиболее быстро росли бы самые коротковолновые

флуктуации (так как пространственная частота входит множителем в показатель роста). Это означает, что мы никогда не получили бы расслоения на макроскопические фазы. К тому же рост амплитуд флуктуаций не был бы ничем ограничен. Американский физик Д. Кан предложил феноменологическое уравнение диффузионного типа, свободное от подобных парадоксов [5]. В этом уравнении рост коротковолновых флуктуаций подавляется за счет учета более высоких пространственных производных концентрации, чем в диффузионном уравнении, сохраняющих и после понижения температуры положительный знак. В результате при изменении знака коэффициента диффузии растут только длинноволновые флуктуации, коротковолновые же затухают. В этом обобщенном уравнении возможен учет и нелинейных факторов, препятствующих росту амплитуд длинноволновых флуктуаций.

Существуют ограничения на применимость такого подхода, на которых мы здесь не можем останавливаться. Имеется, однако, важный пример, когда применимость обобщенного диффузионного уравнения подтверждается экспериментально, — это смесь расплавов двух полимеров [6, 7]. Здесь действительно удается наблюдать начальный экспоненциальный рост длинноволновых флуктуаций концентраций, затем обусловленное нелинейностью ограничение роста их амплитуд и, наконец, постепенное укрупнение областей расслаивающейся смеси вплоть до перехода к новому термодинамическому равновесию. Макроскопические масштабы таких областей ограничены лишь объемом рассматриваемой смеси. Однако во многих практически значимых случаях возникают ограничения на эти размеры, которые могут быть обусловлены, например, геометрическими факторами (связанность полимерных цепей каждой из компонент с образованием взаимопроникающих сеток) или кулоновским взаимодействием, если полимерные цепи несут электрические заряды. Наконец, может случиться, что обе компоненты, будучи низкомолекулярными, входят чередуясь в состав каждой из полимерных цепей (блок-сополимеры). В таких случаях процесс расслоения может завершаться на микронных и меньших масштабах, демонстрируя переход от однородного состояния к упорядоченной структуре. Этот путь упорядочения характеризуется неожиданными особенностями и может проходить по различным сценариям. Связанное с упорядочением уменьшение энтропии в расслаивающейся системе сопровождается ее увеличением в окружающей среде. Итогом необратимого процесса в данном случае является упорядоченная равновесная структура.

За последние десятилетия открыт широкий и важный класс стационарных неравновесных структур, которые также формируются из неустойчивых флуктуаций, но поддерживаются в стационарном состоянии за счет баланса непрерывного притока энергии и ее рассеяния. Эта область столь своеобразна, что требует специального обсуждения.

Таким образом, новейшее развитие физики открыло конструктивную роль необратимых процессов и связанной с этими процессами стрелы времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неравновесные термодинамические теории, отражающие как деструктивную, так и конструктивную необратимость физических процессов, очевидно, отличаются от обратимого описания в рамках динамики Ньютона либо квантовой механики. Необратимость во времени в этих теориях стала преградой на пути унификации физики на основе микроскопической динамики и даже породила в конце прошлого века мысль об окончательности феноменологического описания в рамках термодинамики. Необходимость преодоления этой преграды, ставшая очевидной после открытия дискретной природы вещества, и привела к формированию равновесной, а затем и неравновесной статистической механики как микроскопического фундамента макроскопической физики. Анализ этого динамического аспекта проблемы составит основное содержание другой статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Пригожин И.* От существующего к возникающему. М.: Наука, 1985.

2. *Пригожин И., Стенгерс И.* Порядок из хаоса. М.: Прогресс, 1986.

3. *Пригожин И., Стенгерс И.* Время, хаос. Квант. М.: Прогресс, 1994.

4. *Кошманов В.В.* Карно, Клайперон, Клаузиус. М.: Просвещение, 1985.

5. Синергетика: Сб. ст. / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Мир, 1984.

6. *Митлин В.С., Маневич Л.И., Ерухимович И.Я.* Кинетически стабильные структуры при спинодальном распаде полимерных смесей // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1985. Т. 88, вып. 2. С. 495.

7. *Маневич Л.И., Шагинян Ш.А.* О кинетике расслоения расплава диблок-сополимера // Высокомолекуляр. соединения. Сер. А. 1996. Т. 38, вып. 2. С. 281.

* * *

Леонид Исакович Маневич, профессор Московского физико-технического института, зав. сектором Института химической физики РАН. Область научных интересов: нелинейная динамика, асимптотические методы, физика полимеров, механика сплошной среды. Автор более 250 статей и восьми монографий.